

УДК 519.6:533.6:542.12

ПАРАМЕТРЫ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗРЫВАХ ТОПЛИВНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ И КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЗРЫВЧАТЫХ ВЕЩЕСТВ¹

Морозов Д.О., Степанов К.Л., к.ф.-м.н., доцент
Институт тепло- и массообмена им. А.В Лыкова НАН Беларуси

e mail: kls@hmti.ac.by

В работе определены максимальные характеристики ударных волн, генерируемых взрывами топливных смесей и конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Исследована зависимость интенсивности взрывных волн от параметров продуктов взрыва и окружающей среды. Рассмотрено влияние процессов диссоциации и ионизации воздуха на амплитуду и скорость распространения ударной волны.

In this paper the maximal characteristics of the shock waves generated by explosions of fuel mixes and condensed explosives are determined. Dependence of intensity of blast waves on parameters of explosion products and environment is investigated. Influence the air dissociation and ionization processes on amplitude and speed of distribution of a shock wave is considered.

(Поступила в редакцию 18 июля 2011 г.)

ВВЕДЕНИЕ

Взрыв представляет собой процесс очень быстрого превращения вещества, сопровождающийся переходом его внутренней энергии в механическую работу. Взрывы топливно-воздушных смесей и конденсированных взрывчатых веществ относятся к химическим взрывам, при которых в результате экзотермической реакции энергия межмолекулярных связей выделяется в виде тепла. В результате образуются высоконагретые газы или пары. В образовавшихся продуктах взрыва (ПВ) резко возрастает давление. В конденсированном ВВ химические реакции, инициированные, как правило, детонационной волной, протекают настолько быстро, что газообразные продукты реакции практически не успевают расшириться и занимают объем исходного твердого ВВ. В результате они оказываются в состоянии очень высокого сжатия, их плотность близка к плотности твердого тела, а давление может достигать $\sim 10^5$ атмосфер. Для взрывов топливно-воздушных смесей в силу гораздо более низкой концентрации энергии в единице объема характерны значительно более низкие плотности ПВ, а давления в них могут составлять несколько десятков атмосфер.

Под действием перепада давления продукты взрыва начинают интенсивно расширяться в окружающее пространство, действуя на внешнюю среду, как поршень. Этот процесс ведет к формированию в окружающей среде ударной волны (УВ) – узкой переходной зоны, распространяющейся со сверхзвуковой скоростью, в которой происходит резкое возрастание давления и плотности. Ударная волна увлекает в движение неподвижное до того вещество внешней среды. В то же время по продуктам взрыва распространяется волна разрежения, в которой они начинают двигаться в окружающее пространство, а их плотность и давление уменьшаются. По разные стороны контактной границы, разделяющей ПВ и внешнюю среду, давление в среде и массовая скорость одинаковы.

Распространяющаяся ударная волна является основным фактором воздействия взрыва на окружающую среду и непосредственной причиной разрушительного действия взрыва, что вызвано большим избыточным давлением за фронтом УВ и метательным действием [1, 2].

По мере удаления УВ от места энерговыделения взрыва ее амплитуда уменьшается, что связано с рассеянием ее энергии в возрастающем объеме внешней среды.

¹ Доложена на VI Международной научно-практической конференции «Чрезвычайные ситуации: предупреждение и ликвидация», Минск (8–9 июня 2011 г.)

1. РАСПАД ПРОИЗВОЛЬНОГО РАЗРЫВА

Рассмотрим далее химический взрыв в воздухе. Максимальную интенсивность ударной волны можно определить, анализируя задачу о распаде разрыва, который имеет место на контактной границе между продуктами взрыва и воздухом в начальный момент времени [3]. Будем считать, что в исходном состоянии продукты взрыва имеют давление $p_{ПВ}$, плотность $\rho_{ПВ}$, скорость $u_{ПВ} = 0$, показатель адиабаты $\gamma_{ПВ}$, а окружающий воздух – соответственно p_0 , ρ_0 , $u_0 = 0$ и γ_0 , причем величины $\gamma_{ПВ}$ и γ_0 постоянны. В начальные моменты времени можно пренебречь кривизной области, занятой продуктами взрыва, и рассматривать течение как плоское. В этом приближении задача является автомодельной, и возможен ее детальный анализ [4].

Картина течения при $p_{ПВ} \geq p_0$ показана на рисунке 1. Влево от положения первоначального разрыва, которому отвечает точка $x = 0$, по продуктам взрыва распространяется волна разрежения. Голова волны разрежения (ГВР), как и любой слабый разрыв, движется со скоростью звука в невозмущенных ПВ. Она разграничивает область исходных параметров ПВ 1 и область волны разрежения 2, где ПВ ускоряются и расширяются, а давление и плотность в них падают. За хвостом волны разрежения (ХВР) расположена область постоянного течения 3, ограниченная справа движущейся по воздуху УВ. Внутри зоны 3 находится контактная граница (КГ), разделяющая расширившиеся продукты взрыва 3а и сжатый за фронтом УВ воздух 3б. Поток вещества через контактную границу отсутствует, давление и скорость непрерывны, а плотность может испытывать разрыв.

Течение в волне разрежения адиабатическое, поэтому соотношение между давлением, плотностью и местной скоростью звука имеет вид

$$\frac{p}{p_{ПВ}} = \left(\frac{\rho}{\rho_{ПВ}} \right)^{\gamma_{ПВ}} = \left(\frac{c}{c_{ПВ}} \right)^{\frac{2\gamma_{ПВ}}{\gamma_{ПВ}-1}} \quad (1)$$

Местная скорость звука в волне разрежения c связана со скоростью движения ПВ u :

$$c = c_{ПВ} \left(1 - \frac{\gamma_{ПВ}-1}{2} \frac{u}{c_{ПВ}} \right) \quad (2)$$

Здесь $c_{ПВ} = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ – скорость звука в исходном состоянии ПВ. Таким образом, зависимость давления от скорости ПВ в волне разрежения описывается выражением

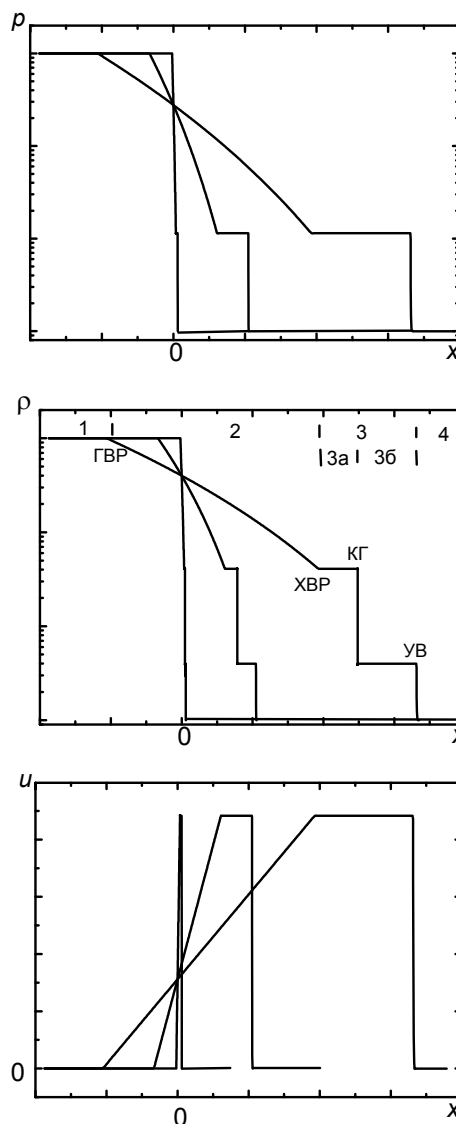


Рисунок 1 – Профили давления, плотности и скорости в последовательные моменты времени

$$\frac{p}{p_{\text{ПВ}}} = \left(1 - \frac{\gamma_{\text{ПВ}} - 1}{2} \frac{u}{c_{\text{ПВ}}} \right)^{\frac{2\gamma_{\text{ПВ}}}{\gamma_{\text{ПВ}} - 1}}. \quad (3)$$

На фронте УВ выполняются законы сохранения потоков массы, импульса и энергии:

$$\rho_0 D = \rho_F (D - u_F), \quad p_0 + \rho_0 D^2 = p_F + \rho_F (D - u_F)^2, \quad h_0 + \frac{D^2}{2} = h_F + \frac{(D - u_F)^2}{2}, \quad (4)$$

где D – скорость УВ;

$h = \gamma p / [(\gamma - 1)\rho]$ – энтальпия;

0, F – индексы, отмечающие параметры воздуха перед фронтом УВ и за ним.

В случае достаточно слабых УВ, которые сопровождают взрывы горючих смесей, можно считать показатель адиабаты воздуха за фронтом волны неизменным и равным его значению перед фронтом: $\gamma_F = \gamma_0$. Тогда из (4) можно найти связь давления за волной с ее скоростью D и зависимость скорости воздуха за УВ от давления за ее фронтом:

$$p_F = \frac{2\rho_0 D^2}{\gamma_0 + 1} - \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} p_0, \quad u_F = (p_F - p_0) \left\{ \frac{2}{\rho_0 [(\gamma_0 - 1)p_0 + (\gamma_0 + 1)p_F]} \right\}^{1/2}. \quad (5)$$

Учитывая, что давление и скорость течения между ХВР и УВ постоянны, из (3) и (5) находим искомое трансцендентное уравнение для определения давления p_F :

$$p_F = p_{\text{ПВ}} \left[1 - \frac{(\gamma_{\text{ПВ}} - 1)(p_F / p_0 - 1)c_0 / c_{\text{ПВ}}}{\left\{ 2\gamma_0 [(\gamma_0 + 1)p_F / p_0 + (\gamma_0 - 1)] \right\}^{1/2}} \right]^\beta, \quad \beta = \frac{2\gamma_{\text{ПВ}}}{\gamma_{\text{ПВ}} - 1}. \quad (6)$$

Невозмущенные параметры воздуха, как правило, всегда одинаковы: $p_0 = 10^5$ Па, $\rho_0 = 1,29$ кг/м³, $\gamma_0 = 7/5$. Поэтому в основном давление за УВ p_F определяется начальным давлением в ПВ $p_{\text{ПВ}}$, их первоначальной плотностью $\rho_{\text{ПВ}}$, а также величиной $\gamma_{\text{ПВ}}$.

Пример расчета давления за УВ в зависимости от этих параметров взрыва топливно-воздушной смеси показан на рис. 2, где на плоскости $p_{\text{ПВ}} - \rho_{\text{ПВ}}$ изображены линии равного давления p_F . Типичные значения плотности ПВ $\rho_{\text{ПВ}} \sim 1 - 10$ кг/м³, а давления $p_{\text{ПВ}} \leq 2$ МПа. Как видно, с ростом давления в ПВ при фиксированной их плотности имеет место возрастание p_F за ударной волной, т. к. это соответствует увеличению удельной калорийности топлива. Наоборот, с увеличением плотности ПВ $\rho_{\text{ПВ}}$ при постоянном давлении $p_{\text{ПВ}}$ давление в УВ снижается. При заданном давлении и плотности ПВ наблюдается возрастание давления за фронтом УВ с уменьшением показателя адиабаты $\gamma_{\text{ПВ}}$.

Когда давление за фронтом УВ определено, рассчитываются все остальные характеристики течения. В частности, из законов сохранения (4) следуют выражения для скорости УВ D , ее числа Маха M и степени сжатия воздуха за УВ ρ_F / ρ_0 :

$$D = \left(\frac{(\gamma_0 + 1)p_F + (\gamma_0 - 1)p_0}{2\rho_0} \right)^{1/2}, \quad M = \frac{D}{c_0}, \quad \frac{\rho_F}{\rho_0} = \frac{(\gamma_0 + 1)p_F + (\gamma_0 - 1)p_0}{(\gamma_0 + 1)p_0 + (\gamma_0 - 1)p_F}. \quad (7)$$

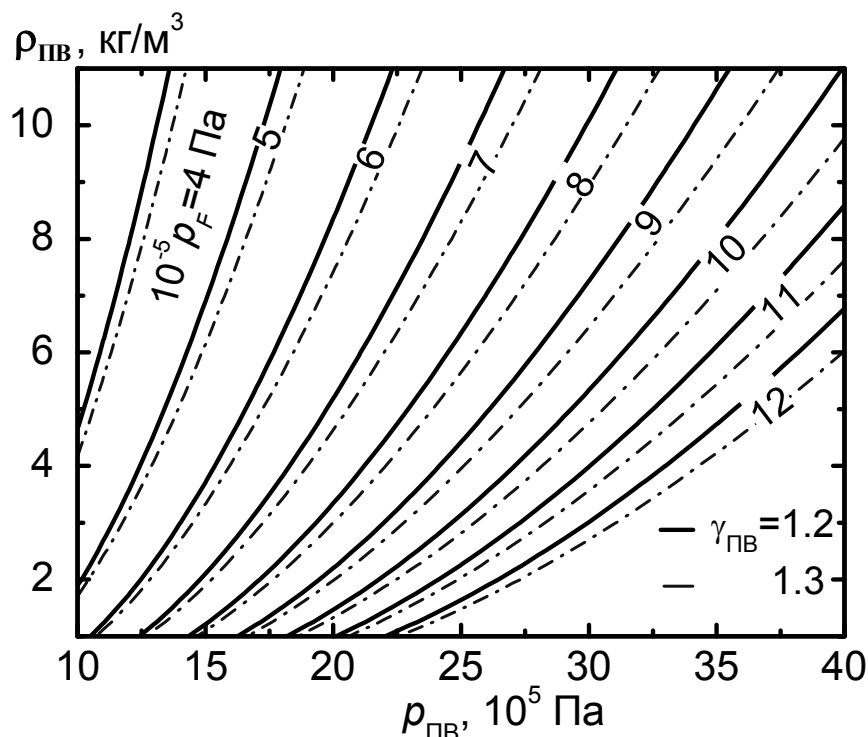


Рисунок 2 – Зависимость давления за УВ от параметров ПВ

В последнем выражении $c_0 = \sqrt{\gamma_0 p_0 / \rho_0}$ – скорость звука в воздухе перед фронтом УВ.

Из данных рис. 3, где представлены результаты расчетов числа Маха воздушной УВ и сжатия за ее фронтом, видно, что при взрывах топливно-воздушных смесей скорость УВ, как правило, не превышает 1 км/с ($M \leq 3$), а степень сжатия далека от предельного значения: $\rho_F / \rho_0 = (\gamma_0 + 1) / (\gamma_0 - 1) = 6$.

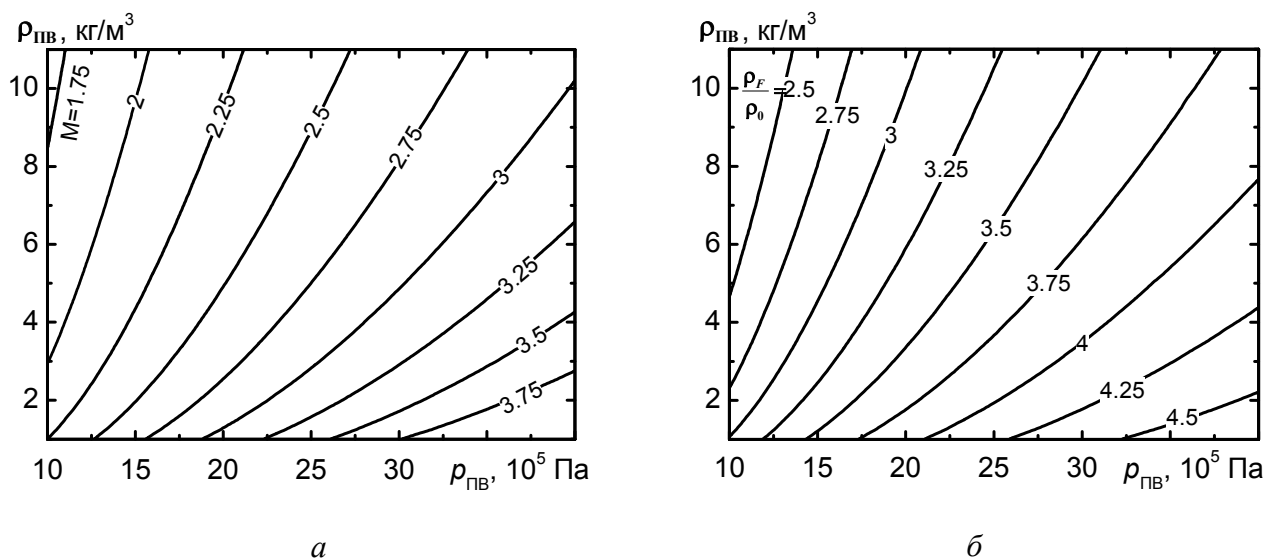


Рисунок 3 – Число Маха (а) и сжатие в УВ в воздухе (б) при взрывах горючих смесей

Отметим, что данные на рис. 3 отвечают величине $\gamma_{ПВ} = 1,2$.

2. РЕАЛЬНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОЗДУХА

Рассмотренные выше параметры УВ получены в предположении, что воздух – идеальный газ с постоянным показателем адиабаты. Однако в достаточно сильных ударных волнах температура может достигать $T_F \sim 10^3$ К и выше, поэтому за фронтом волны возбуждаются колебания молекул, происходит их диссоциация, при более высоких температурах за УВ воздух может находиться в ионизованном состоянии. В результате изменения теплоемкости показатель адиабаты воздуха за фронтом УВ γ_F может отличаться от γ_0 [5]. Вследствие этого третье уравнение из (4) требует коррекции, так как в него, помимо γ_0 , входит γ_F , поскольку $h_F = \gamma_F p_F / [(\gamma_F - 1)\rho_F]$. С учетом сказанного, вместо первого соотношения (5) имеем:

$$\frac{p_F}{p_0} = \frac{\gamma_0 M^2 + 1}{\gamma_F + 1} + \frac{1}{\gamma_F + 1} \left\{ \gamma_0^2 M^4 - 2\gamma_0 \left(\frac{\gamma_F^2 - 1}{\gamma_0 - 1} - 1 \right) M^2 + \gamma_F^2 \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Сжатие, массовая скорость за фронтом УВ и число Маха вычисляются через отношение давлений p_F / p_0 следующим образом:

$$\frac{\rho_F}{\rho_0} = \frac{(\gamma_F + 1)p_F / p_0 + (\gamma_F - 1)}{(\gamma_0 + 1) + (\gamma_0 - 1)p_F / p_0} \cdot \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_F - 1}, \quad u_F = \frac{2c_0}{\gamma_0 - 1} \times \frac{(\gamma_0 - 1)p_F / p_0 - (\gamma_F - 1)}{(\gamma_F + 1)p_F / p_0 + (\gamma_F - 1)} M, \quad (9)$$

$$M = \left\{ \frac{(\gamma_F + 1)(p_F / p_0)^2 - 2p_F / p_0 - (\gamma_F - 1)}{2\gamma_0 [p_F / p_0 - (\gamma_F - 1) / (\gamma_0 - 1)]} \right\}^{1/2}.$$

Используя соотношения (9) и (3), можно найти аналог уравнения (6):

$$p_F = p_{\text{ПВ}} \left\{ 1 - \frac{\gamma_{\text{ПВ}} - 1}{\gamma_0 - 1} \cdot \frac{(\gamma_0 - 1) \frac{p_F}{p_0} - (\gamma_F - 1)}{(\gamma_F + 1) \frac{p_F}{p_0} + (\gamma_F - 1)} \frac{c_0}{c_{\text{ПВ}}} \left[\frac{(\gamma_F + 1) \left(\frac{p_F}{p_0} \right)^2 - 2 \frac{p_F}{p_0} - (\gamma_F - 1)}{2\gamma_0 \left(\frac{p_F}{p_0} - \frac{\gamma_F - 1}{\gamma_0 - 1} \right)} \right]^{1/2} \right\}^{\frac{2\gamma_{\text{ПВ}}}{\gamma_{\text{ПВ}} - 1}}. \quad (10)$$

Легко показать, что при $\gamma_F = \gamma_0$ выражение (10) переходит в (6). Чтобы понять, как влияет учет реальных термодинамических характеристик воздуха на параметры УВ, нужно знать зависимость его эффективного показателя адиабаты от давления за фронтом. Эти данные представлены на рис. 4 для случая, когда УВ движется в воздухе с нормальными исходными параметрами [6, 7]. Видно, что при взрывах топливных смесей, где характерные давления в УВ составляют $p_F \leq 10^6$ Па, отличие γ_F от $\gamma_0 = 1,4$ незначительное. Следовательно, расчеты параметров УВ, приведенные на рис. 2 и 3, остаются в силе. Для конденсированных ВВ вблизи эпицентра взрыва $p_F \geq 10^7$ Па, здесь различия более существенные. Так уже при давлении $p_F \approx 4,5$ МПа температура за фронтом составляет около 2000 К. Поскольку энергии колебательных квантов азота и кислорода соответственно равны 0,29 и 0,19 эВ, энергия колебаний молекул близка к классическому значению kT , теплоемкость соответственно $7k/2$ и показатель адиабаты $\gamma_F \approx 9/7$. При давлениях за УВ в интервале $p_F \approx 10 - 30$ МПа температура воздуха достигает значений $(3,5 - 7) \cdot 10^3$ К.

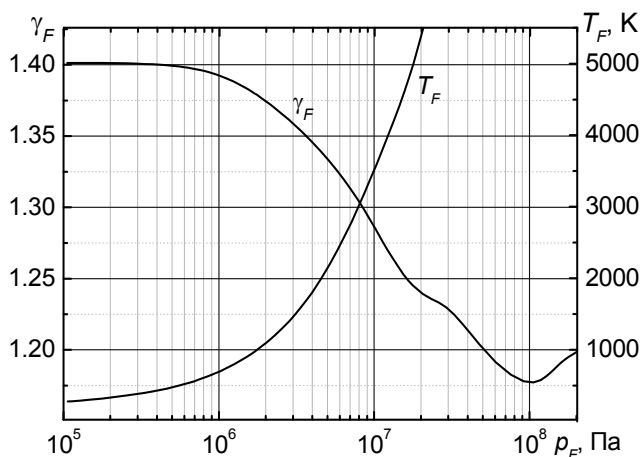


Рисунок 4 – Температура и показатель адиабаты воздуха за фронтом ударной волны

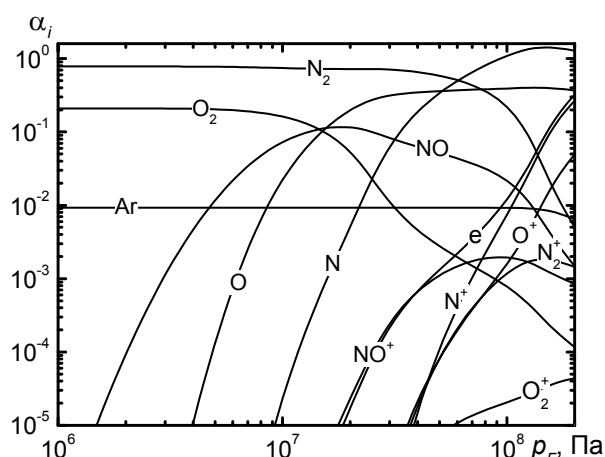


Рисунок 5 – Состав воздуха за фронтом УВ

В этих условиях важную роль играют процессы диссоциации молекул N_2 и O_2 , а также образования молекулы NO . Когда давление за УВ достигает 15 МПа, концентрации O_2 , O и NO примерно одинаковы. При давлениях, превышающих 40 МПа, в воздухе появляются молекулярные и атомарные ионы и свободные электроны, эффективный показатель адиабаты $\gamma_F \approx 1,2$. Это следует из расчета состава воздуха за УВ, показанного на рис. 5. Здесь изображена безразмерная концентрация различных компонент воздуха α_i , отнесенная к полной концентрации молекул N_2 , O_2 и атомов аргона Ar при соответствующем давлении p_F и температуре T_0 , т. е. перед фронтом. Поэтому в исходном состоянии $\sum_i \alpha_i = 1$, а при полной диссоциации молекул за УВ $\sum_i \alpha_i \approx 2$.

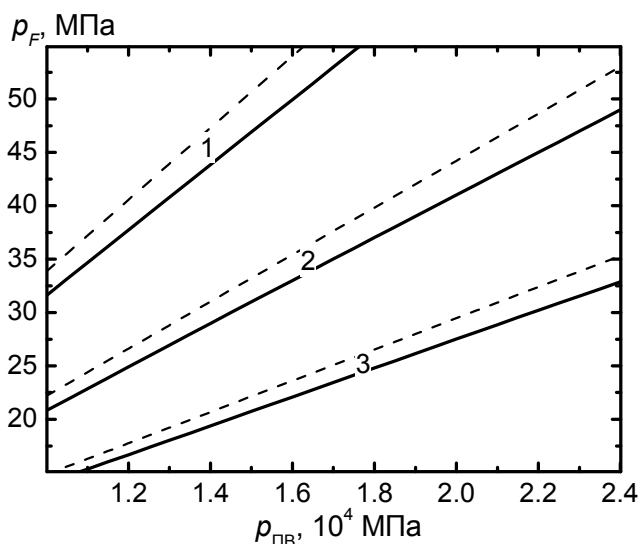


Рисунок 6 – Влияние теплофизических свойств воздуха на давление за фронтом УВ

Когда реальные процессы в воздухе принимаются во внимание, часть энергии УВ идет во внутренние степени свободы частиц (возбуждение колебаний молекул и электронных состояний частиц), а также затрачивается на диссоциацию и ионизацию. При этом температура и давление воздуха за УВ оказываются более низкими, чем дает расчет с постоянным показателем адиабаты

$\gamma_0 = 1,4$. Рис. 6 демонстрирует эту закономерность. Пунктиром здесь показан расчет по идеальному газу, сплошными линиями – с использованием реальных теплофизических свойств воздуха. Зависимости 1, 2 и 3 отвечают значениям плотности продуктов взрыва 1; 1,6 и 2,5 т/м³. Показатель адиабаты ПВ принят равным $\gamma_{ПВ} = 3$, что соответствует уравнению состояния твердого тела. Также более низкой, согласно (9), становится скорость УВ D . Напротив, скорость воздуха за фронтом u_F выше, чем в идеальном газе, что связано с заметно бóльшим его сжатием за УВ. Действительно, вместо шестикратного сжатия, отвечающего $\gamma_0 = 1,4$, при значении $\gamma_F \approx 1,33$ оно близко к 7, а при $\gamma_F \approx 1,2$ достигает значения $\rho_F / \rho_0 = 11$.

Зависимость амплитуды УВ в воздухе от параметров продуктов взрыва конденсированных ВВ представлена на рис. 7. Данный расчет выполнен при значении показателя адиабаты ПВ $\gamma_{ПВ} = 3$, типичном для твердотельных ВВ. Серым квадратом на плоскости параметров показана область, характерная для взрывов мощного ВВ гексогена. Как видно, типичные давления в УВ близки к 35 МПа, сжатие достигает десятикратной величины, число Маха УВ – около 16,5.

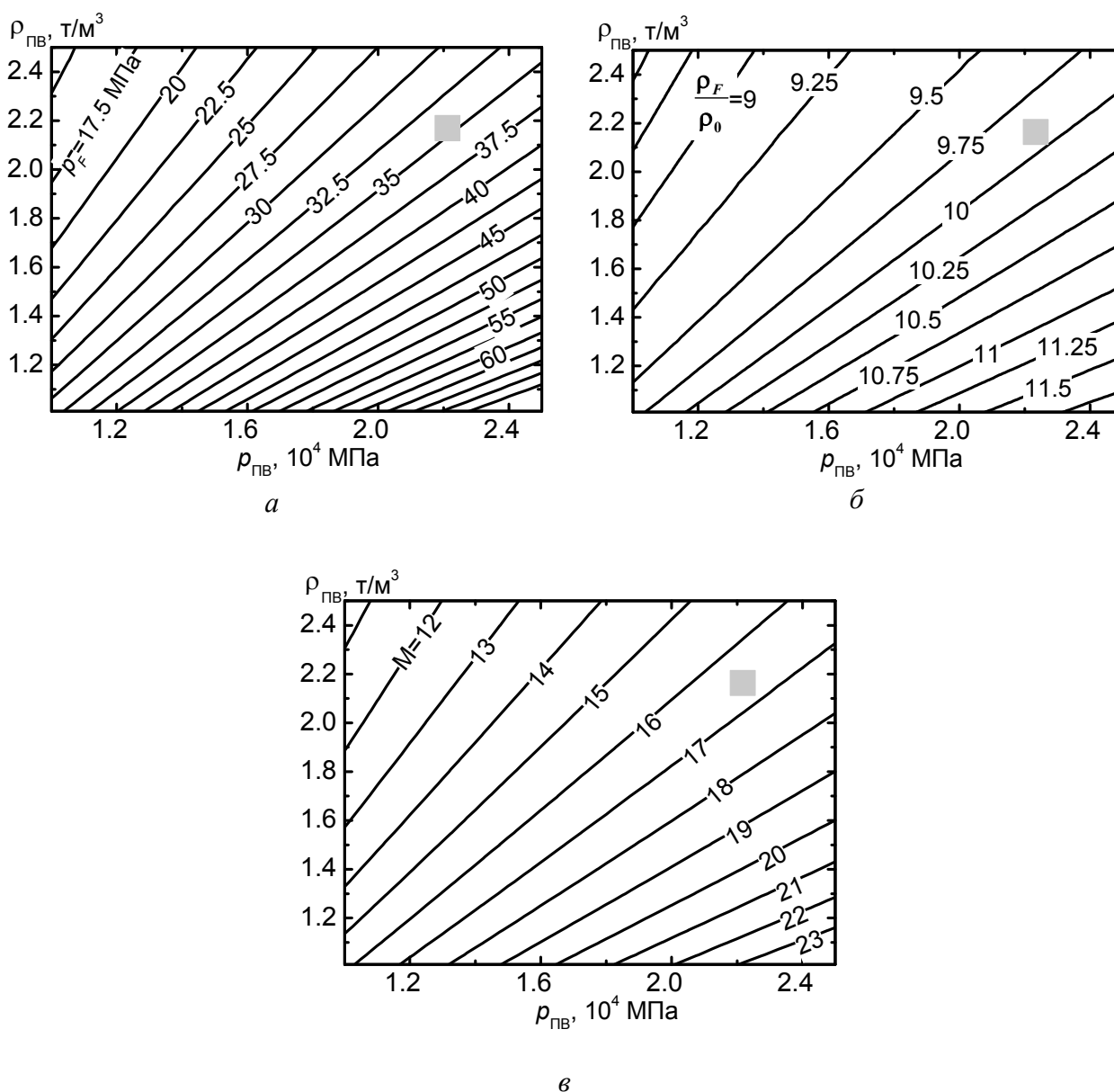


Рисунок 7 – Давление (а), сжатие (б) и число Маха (в) УВ взрыва конденсированных ВВ как функции давления и плотности ПВ

Интересно отметить, что отношение давлений за фронтом волны и в ПВ существенно различается для взрывов топливно-воздушных смесей и конденсированных ВВ. Для первых характерно значение $p_F / p_{ПВ} \cong 0,5-0,7$ [8], что отвечает величине $\gamma_{ПВ}=1,3$. Для твердотельных ВВ это отношение иное и $p_F \sim 10^{-3} p_{ПВ}$. Из уравнений (6) и (10) можно видеть, что с увеличением показателя $\gamma_{ПВ}$ величина $p_F / p_{ПВ}$ уменьшается при одинаковых других параметрах ПВ. Это и приводит к большому перепаду давлений в ПВ и воздухе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенная выше простая модель, рассматривающая начальную фазу взрыва как распад разрыва на границе ПВ и окружающей среды, не учитывает быстропротекающие процессы энерговыделения в ПВ, связанные с распространением детонационной волны. Тем не менее, она дает возможность достаточно уверенно прогнозировать максимальные параметры УВ в воздухе, которые реализуются в первоначальные моменты времени, когда разрыв на границе ПВ и воздуха можно считать плоским. В дальнейшем амплитуда УВ снижается из-за разлета ПВ и вовлечения в движение все новых объемов воздуха.

Отметим также, что задача о распаде произвольного разрыва – хороший тест для численных гидродинамических моделей начальной стадии взрыва, которые должны описывать течения с перепадами параметров, достигающими нескольких порядков величины.

Литература

1. Физика взрыва : в 2 т. / Л.П. Орленко [и др.] ; под общ. Ред. Л.П. Орленко. – М. : ФИЗМАТ-ЛИТ, 2004.
2. Степанов, К.Л. Закономерности взрывных явлений: динамика взрыва и его действие на человека и объекты инфраструктуры / К.Л. Степанов, Ю.А. Станкевич // Вестник КИИ МЧС Республики Беларусь. – 2009. – № 1 (9). – С. 53–62.
3. Морозов, Д.О. Максимальные характеристики взрывных волн в воздухе / Д.О. Морозов, К.Л. Степанов // Сб. тезисов докладов VI Международной научно-практической конференции Чрезвычайные ситуации : предупреждение и ликвидация. Минск, 8–9 июня 2011 г. – Т.2. – С. 83–86.
4. Ландау, Л.Д. Гидродинамика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М. : Наука, 1988. – 733 с.
5. Степанов, К.Л. Излучение сильных ударных волн в воздухе / К.Л. Степанов, Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич // Теплофизика высоких температур. – 2000. – Т. 38, № 2. – С. 200–208.
6. Степанов, К.Л. Банк оптико-физических свойств вещества для решения задач радиационной плазмодинамики / К.Л. Степанов, Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2000. – Т. 67, № 2. – С. 238–243.
7. Alhussan, K. Hydrodynamics of the initial phase of explosion / K. Alhussan [etc.] // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2011. – Vol. 54, Issues 7–8. – P. 1627–1640.
8. Взрывные явления. Оценка и последствия : в 2-х кн. / под общ. ред. Я.Б. Зельдовича. – М. : Мир, 1987.